

P-159

А. И. Мухин, Е. Б. Озеров, Б. Понтекорво

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ АСИММЕТРИИ
В $\mu^+ - e^+$ — РАСПАДЕ
Из ЖЭФ, 1958, т 35, в 2, с 340-347.

1958 год

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

P-159

А.И. Мухин, Е.Б. Озеров, Б.Понтекорво

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ АСИММЕТРИИ

В $\mu^+ - e^+$ -РАСПАДЕ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1958 г.

А н н о т а ц и я

Исследована энергетическая зависимость асимметрии электронов от распада поляризованных π^+ -мезонов при помощи системы сцинтилляционных счетчиков, сильно подавляющей регистрацию тормозного излучения. Исследование производилось в области энергий электронов свыше 20 Мэв. Найденная зависимость количественно (в пределах нескольких процентов) совпадает с зависимостью, предсказываемой теорией двухкомпонентного нейтрино.

Из опытов следует, что степень поляризации π^+ -мезонного пучка равна $0,81 \pm 0,11$.

Введение

Гипотеза о несохранении четности в слабых взаимодействиях¹⁾ естественно приводила²⁾ к одной возможности теории нейтрино - так называемой теории двухкомпонентного или продольного нейтрино. Привлекательность теории двухкомпонентного нейтрино заставляет искать экспериментальных доказательств, подтверждающих или отвергающих ее.

Одной из сторон, которую можно подвергнуть исследованию с этой точки зрения, является изучение под разными углами спектра электронов от распада поляризованных μ -мезонов. Необходимо, однако, сразу подчеркнуть, что такое исследование может в принципе отвергнуть теорию двухкомпонентного нейтрино, но не может дать окончательного ее подтверждения. Иными словами, четырехкомпонентная теория нейтрино может дать именно такую же форму спектра при соответствующем подборе констант связи,³⁾ которая вполне определенно предсказывается двухкомпонентной теорией нейтрино, а именно.

$$f(\epsilon, \theta) = 2\epsilon^2 \{ (3 - 2\epsilon) + \lambda(2\epsilon - 1) \cos \theta \}. \quad (I)$$

В написанной выше формуле через $f(\epsilon, \theta)$ обозначена функция распределения электронов по энергиям, где θ - угол между импульсом электрона и спином μ -мезона, ϵ - отношение энергии электрона к максимально возможной энергии, а λ - параметр, зависящий от констант связи.

Несохранение четности в $\pi + \mu - e$ - распаде было обнаружено в классических опытах Гарвина, Ледермана и Вейнриха⁴⁾, в которых при помощи электронных методов регистрации частиц было

доказано, что μ -мезонные пучки, выходящие в внутренней мишени синхроциклотрона, в значительной степени поляризованы и что угловое распределение электронов в $\mu \rightarrow e$ -распаде имеет вид $I + \alpha \cos^2 \theta$. Как следует из сказанного выше, двухкомпонентная теория нейтрино предсказывает определенную зависимость коэффициента α от энергии электрона.

Найденная в самой первой работе⁴⁾ зависимость коэффициента α от энергии оказалась менее сильной, чем этого требует формула (I). В этой работе энергия электронов оценивалась при помощи определения проникающей способности электронов через графитовый фильтр. Учитывая, что в данном опыте установка счетчиков была такова, что могло регистрироваться тормозное излучение электронов⁵⁾, мы начали опыт, в котором вероятность регистрации такого излучения сильно подавлялась благодаря выбранной установке счетчиков. Как будет показано ниже, результаты наших измерений, в которых кроме сильного подавления регистрации тормозного излучения было получено хорошее угловое разрешение, позволяют сделать количественную проверку формулы (I) в области энергии электронов свыше 20 Мэв.

После того как наш опыт был начат, появилась вторая работа колумбийской группы⁶⁾, в которой наблюдаемая энергетическая зависимость асимметрии электронов в $\mu \rightarrow e$ -распаде близка к предсказываемой формулой (I). Качественное согласие с формулой (I), т.е. увеличение асимметрии с увеличением энергии электронов, было получено также в опубликованных недавно работах, выполненных с помощью фотопластинок⁷⁾ и пузырьковой пропановой камеры⁸⁾, однако степень их точности была значительно ниже, чем ^{той, которая} может быть получена с помощью электронных методов регистрации.

Экспериментальная установка

В опыте использовался пучок положительных Π -мезонов с энергией ~ 80 Мэв, образующихся на внутренней мишени синхроциклотрона. Проходя в рассеянном магнитном поле ускорителя, пучок анализируется по энергии и фокусируется. Перед четырехметровой бетонной стеной мезонный пучок еще раз анализируется магнитным полем и через коллиматор попадает в зал, где находится экспериментальная установка. Интенсивность этого пучка сравнительно невелика ($100 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$), однако хорошая однородность по энергии позволяет отделить остановившиеся μ -мезоны от остановившихся Π -мезонов и поэтому делает его значительно более подходящим для работы с μ -мезонами, чем другие, более интенсивные пучки, имеющиеся в нашей Лаборатории.

Принятая в опытах экспериментальная установка показана на рис. I. Непосредственно перед мониторными счетчиками I и 2 устанавливался бериллиевый фильтр такой толщины, которая требовалась для того, чтобы в графитовой мишени останавливались Π -мезоны. Это было необходимо для градуировочных опытов. При исследовании асимметрии, когда требовалось, чтобы в графите останавливались μ -мезоны, между счетчиками I и 2 помещался дополнительный полиэтиленовый фильтр толщиной 10 см.

При измерении энергетической зависимости асимметрии электронов от $\mu - e$ распада методом поглощения в фильтрах имеются две трудности:

а) искажение спектра проходящих через фильтр электронов из-за многократного рассеяния и тормозного излучения;

б) регистрация электронов, имеющих меньшую энергию, чем задается толщиной фильтра, благодаря регистрации их (относительно проникающего) тормозного излучения.

Пункт (а) обсуждается в следующем параграфе.

Что же касается пункта (б), то с целью уменьшения вероятности регистрации электронов через их тормозное излучение в применявшейся нами экспериментальной установке для счета электронов распада использовался телескоп из большого числа сцинтилляционных счетчиков. Минимальный порог регистрации электронов в этом телескопе (3,4,5,6,7 на рис.1) был, таким образом, довольно высок и, включая половину толщины графитовой мишени, был эквивалентен $9,7 \text{ г/см}^2$ полиэтилена. Изменение порога регистрации электронов производилось при помощи полиэтиленовых фильтров, помещавшихся между счетчиками.

Для улучшения углового разрешения регистрирующей системы по сравнению с имевшим место в работе ⁴⁾ напряженность вертикального магнитного поля, вращающего спин μ -мезона, была выбрана небольшой. На протяжении всего эксперимента она была постоянной и составляла $4,4 \pm 0,1$ эрстеда по всему объему мишени^{х)}. Графитовая мишень с размерами 2 см x 14 см x 14 см устанавливалась в центре магнитной защиты, представляющей из себя два железных цилиндра, расположенных один над другим с зазором в 11 см. Такая защита, уничтожая горизонтальные составляющие имеющегося в зале магнитного поля, обеспечивала в то же время хорошую однородность вертикального магнитного поля указанной величины в месте расположения мишени.

Электронная аппаратура работала следующим образом (блок-схема электронной аппаратуры изображена на рис.2). Импульс от мониторной схемы совпадения (I,2), проходя через схему антисовпадений (I,2)-3, запуская схему временной селекции, пропускающие каскады которой (ПК₁, ПК₂, ПК₃) поочередно открываются цепочкой из трех триггеров

х) Авторы благодарны Л.П.Василевской за измерения топографии и величины магнитного поля внутри магнитной защиты.

(T_1, T_2, T_3) на время равное 1μ сек (так называемые "ворота"). Импульсы от электронов распада, зарегистрированных пятикратной схемой совпадений, поступили в пропускающие системы и, проходя в соответствующие времени их поступления "ворота", регистрировались механическими счетчиками.

При минимальном пороге регистрации и геометрии, указанной на рисунке I, интенсивность счета электронов от $\mu - e$ -распада составляла 30 в минуту. В том случае, когда на пути пучка оставался только бериллиевый фильтр, что соответствовало остановке в мишени π -мезонов, интенсивность электронов от $\pi - \mu - e$ -распада была 200 в минуту.

Ввиду того, что при частоте прецессии π -мезона $f = \frac{eH}{4\pi m \mu c}$ выбранное магнитное поле поворачивало угловое распределение за $1,0 \mu$ сек всего на 21 градус, производились две серии измерений, каждая под двумя симметричными относительно направления коллиматора (и относительно мишени) углами:

1) 52° и $180^\circ + 52^\circ$ и 2) 128° и $180^\circ + 128^\circ$; причем мишень устанавливалась под углом 45° к пучку, как это показано для первого случая на рис. I. С учетом вращения спина μ -мезона в постоянном магнитном поле измерения под этими четырьмя углами с тремя временными каналами позволяли получить угловое распределение электронов относительно спина μ -мезона под 12 углами в интервале $0^\circ - 360^\circ$. Эти углы после внесения поправок, учитывающих угловое разрешение и экспоненциальную форму распада в пределах ширины "ворот", были равны: $11^\circ, 32^\circ, 61^\circ, 88^\circ, 110^\circ, 170^\circ, 191^\circ, 212^\circ, 241^\circ, 268^\circ, 290^\circ$ и 350° .

По существу, для определения коэффициента α в нашем распоряжении имелось три пары точек, симметричных относительно направления спина μ -мезона (и сдвинутых примерно на 21 градус) около

0° и 180° . Кроме этого имелось еще 6 также попарно симметричных точек около 90° и 270° , которые, несущественно увеличивая точность в определении асимметрии, имели целью проверить геометрическую симметрию опыта.

Из этого следует, что возможная небольшая разница в ширине "ворот" не является существенной при определении A , так как интенсивность счета, которую нужно сравнивать, под разными углами измерялась с теми же самыми временными каналами.

Переменная линия задержки (ПЛЗ рис.2) позволяла перемещать начало запуска ворот в пределах от 0 до $5,0 \mu$ сек относительно времени прохождения мезона через счетчики (I,2), что использовалось для оценки фона случайных совпадений. В измерениях использовалась задержка равная $0,4 \mu$ сек. Фон, основным источником которого были останавливающиеся в стенках магнитной защиты μ -мезоны, дающие электроны распада, зависел от толщины полиэтиленового фильтра практически также, как и счет электронов от распада μ -мезонов в графите и составлял от ~ 5 до ~ 10 процентов в зависимости от номера "ворот" и угла наблюдения.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ, ИСПУСКАЕМЫХ НЕПОЛЯРИЗОВАННЫМИ μ -МЕЗОНАМИ

При интерпретации обсуждаемых в следующем параграфе полученных под разными углами кривых поглощения электрона от распада поляризованных μ -мезонов необходимо знать вероятность $Y(\epsilon, R)$ регистрации электрона данной энергии ϵ при прохождении его через полиэтиленовый фильтр толщиной R . В нашем случае под R подразумевается полная толщина фильтра в угловом телескопе с учетом толщины сцинтилляционных счетчиков и графитовой мишени.

Прохождение электронов через вещество является довольно сложным явлением из-за наличия многократного рассеяния и тормозного излучения. Однако элементарные законы взаимодействия, связанные с торможением электронов, хорошо известны, и поэтому решение проблемы прохождения электронов через вещество связано только с математическими трудностями. Практически эту проблему можно решить как экспериментально, используя источник монокинетических электронов разных энергий, так и методом случайных испытаний. Мы использовали результаты расчетов методом Монте-Карло по определению вероятности прохождения электронов через разные толщины полиэтилена, приведенные в работе Локанатана и Штейнбергера⁽⁹⁾.

Для того, чтобы оценить применимость использованного нами метода, исследовалось поглощение в полиэтиленовых фильтрах известного спектра электронов от распада неполяризованных μ -мезонов. Было проведено сравнение экспериментально определенной кривой поглощения с кривой поглощения, рассчитанной для этого спектра на основании работы⁹⁾.

Как известно, электронный спектр от неполяризованных μ -мезонов полностью определяется параметром Ишеля ρ . Согласно экспериментальным данным (см. например,³⁾), значение этого параметра близко к величине, предсказываемой теорией двухкомпонентного нейтрино и поэтому при расчетах мы использовали $\rho = 0,75^x$.

На рис. 3 сплошная кривая изображает рассчитанную зависимость $N(R) = \int_0^R \epsilon^2 (3 - 2\epsilon) \psi(\epsilon, R) d\epsilon$.

x) Учет радиационных поправок³⁾ не вносит искажений, существенных для данной проблемы.

Кривая нормировалась таким образом, что за единицу была принята интенсивность счета электронов в том случае, когда порог телескопа (3,4,5,6,7), регистрирующего электроны, определяется только толщиной сплнттиляционных счетчиков.

При экспериментальном определении кривой поглощения между счетчиками 1 и 2 фильтр не ставился, и в графитовой мишени останавливались Π -мезоны. Телескоп для регистрации электронов устанавливался под углом 232° к направлению мезонного пучка в той же геометрии, как и для измерения асимметрии от $\mu - e$ -распада. Полиэтиленовые фильтры размещались между счетчиками. Полученные экспериментальные точки также показаны на рис.3.

Как видно из рисунка, расчетная кривая хорошо согласуется с экспериментальными точками. Это оправдывает использующийся в следующем параграфе метод для учета искажения спектра электронов при прохождении их через полиэтиленовые фильтры. Заметное расхождение между вычисленной кривой и экспериментальными точками наблюдается только при полной толщине фильтра больше чем $21,7 \text{ г/см}^2$ полиэтилена, где оно составляет около 10 процентов. При увеличении толщины фильтра относительное расхождение теоретической кривой с экспериментальными точками увеличивается. Так при толщине фильтра $25,2 \text{ г/см}^2$, т.е. при толщине фильтра, достаточной для ионизационного торможения электронов с энергией 55 Мэв, телескоп регистрирует 0,4% от числа электронов, регистрируемых без дополнительных фильтров. Отсюда можно сделать вывод, что расхождение обусловлено не теоретическими расчетами, а связано с отличной от нуля вероятностью регистрации телескопом тормозного излучения. Тот факт, что вероятность регистрации этого излучения мала, обеспечивался именно большим числом счетчиков, использовавшихся для регистрации электронов.

ЗАВИСИМОСТЬ АСИММЕТРИИ ОТ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ В μ -e

РАСПАДЕ

На рис. 4 показаны экспериментальные значения коэффициента асимметрии α , полученные методом наименьших квадратов из определенных при разных толщинах фильтра кривых углового распределения. Указанные ошибки являются только статистическими.

Выше указывалось, что при фильтре равном $21,7 \text{ г/см}^2$ (максимальном использовавшемся в нашем случае) около 10 процентов счета телескопа, регистрировавшего электроны от неполяризованных μ -мезонов, было обусловлено тормозным излучением. Это может привести к тому, что измеренная при этом фильтре асимметрия окажется заниженной. Однако верхний предел поправки, учитывающий этот эффект, оказывается значительно меньше указанной статистической ошибки. Не исключено, однако, что в работах ^{4,6)}, где вероятность регистрации тормозного излучения была значительно больше, этот эффект мог привести к более существенному уменьшению асимметрии.

Сплошная кривая на рис. 4 представляет собой ожидаемую зависимость $\alpha(R) = B \alpha(R)$ коэффициента асимметрии от полной толщины фильтра в телескопе, рассчитанную на основании вида спектра, предсказываемого двухкомпонентной теорией нейтрино (формула I).

Величина постоянной B (которая играет роль масштаба в приведенном рисунке) будет обсуждаться ниже.

При расчетах учитывалось тормозное излучение и многократное рассеяние электронов, а также угловое разрешение телескопа.

Зависимость, изображенная сплошной линией, получена следующим образом:

$$\alpha(R) = \frac{\int_{\Delta\Omega} \int_0^1 \epsilon^2 (2\epsilon - 1) \psi(\epsilon, R) \cos\theta d\theta d\epsilon}{\Delta\Omega \int_0^1 \epsilon^2 (3 - 2\epsilon) \psi(\epsilon, R) d\epsilon}$$

где интегрированием по Ω учитывается, что угловое разрешение телескопа имеет конечную величину. Степень достоверности функции $\psi(\epsilon, R)$ - вероятность того, что электрон с энергией ϵ будет зарегистрирован телескопом, когда полная толщина фильтра равна, - обсуждалась в предыдущем параграфе.

Представление о малости ошибок, возможных при расчете сплошной кривой, изображенной на рис.4, можно также получить из сравнения ее с пунктирной кривой

$$\alpha(\epsilon) = \frac{\int_{\epsilon}^1 \epsilon^2 (2\epsilon - 1) d\epsilon}{\int_{\epsilon}^1 \epsilon^2 (3 - 2\epsilon) d\epsilon} = \frac{1}{3} \frac{1 + \epsilon + \epsilon^2 + 3\epsilon^3}{1 + \epsilon + \epsilon^2 - \epsilon^3}$$

полученной в идеализированном случае отсутствия всяких инструментальных искажений спектра, связанных с регистрацией электронов, проходящих через фильтр. Расхождение между этими кривыми, как видно на рис.4, относительно мало, несмотря на то, что искажение спектра, как известно значительно. Это объясняется тем, что расхождение отражает только различную степень искажения спектра под разными углами. Именно это обстоятельство делает выбранный метод вполне подходящим для решения поставленной задачи.

Как видно, рассчитанная на основании двухкомпонентной теории нейтрино сплошная кривая в пределах нескольких процентов согласуется с экспериментальными точками в исследованной области энергий свыше 20 Мэв.

Полученная из сравнения экспериментальных данных с расчетной кривой константа $B = 0,70 \pm 0,02$ выражается через произведение $B = P (1 - w_c)$, где P - степень поляризации используемого μ -мезонного пучка, w_c - вероятность деполаризации мезонов в графите, а $\lambda = \frac{g^2 (Z-1) g_A^2 g_V}{g_V^2 + 1 g_A^2}$ является фундаментальной константой $\mu - e$ распада в двухкомпонентной теории нейтрино (формула I). Указанная выше ошибка является только статистической. Константа B и ее ошибка были найдены из совокупности всех четырех измерений, сделанных с разными фильтрами, причем молчаливо предполагалось, что степень количественного согласия расчетной кривой с экспериментальными точками (рис. 4) достаточна для того, чтобы сделать определенное заключение о справедливости зависимости, выраженной формулой (I). Тогда автоматически можно получить интегральное значение a_0 коэффициента асимметрии для всего спектра электронов при экстраполяции сплошной кривой к нулевой толщине фильтра. Оно оказывается равным $a_0 = \frac{3}{3} = 0,233 \pm 0,007$, причем эта величина относится, конечно, к использованному нами пучку μ -мезонов.

Анализируя совокупность данных по измерению асимметрии электронов от $\pi^+ - \mu^+ - e^+$ распада в фотопластинках и $\mu^+ - e^+$ распада в фотоэмульсиях и графите, Уилкинсон пришел к выводу, что величина $(1 - w_c) \lambda = 0,87 \pm 0,12^{10}$. Сравнивая этот результат с полученным в настоящей работе значением $B = P(1 - w_c) = 0,70 \pm 0,02$, можно сделать заключение, что использованный нами μ -мезонный пучок имеет степень поляризации $P = 0,81 \pm 0,11$, т.е. по всей вероятности, не является полностью поляризованным.

Если сравнить коэффициенты асимметрии a_0 , получающиеся в графите на разных пучках μ -мезонов (выводимых из камеры ускорителей, правда, аналогичным способом 6,11,12), то видно,

что различию между ними нельзя придавать существенного значения. Отсюда же следует, что пучки μ -мезонов имеют близкую степень поляризации независимо от энергий протонного пучка, генерирующего μ -мезоны на внутренней мишени синхротрона.

В заключение следует отметить, что пока нет никаких экспериментальных указаний на то, что μ -мезоны имеют меньшие единицы, т.е. меньшие величины, требуемой теорией Фейнмана и Гелл-Манна¹³⁾.

З а к л ю ч е н и е

1. Измерена зависимость асимметрии электронов в μ^+e^+ -распаде от их энергии при помощи электронного метода, сильно подавляющего вероятность регистрации тормозного излучения электронов.

2. Найденная зависимость асимметрии в исследованном интервале энергий от ~ 20 Мэв до конца электронного спектра количественно (в пределах нескольких процентов) согласуется с предсказанием теории двухкомпонентного нейтрино.

3. При предположении, что эта зависимость справедлива и для не исследованной части спектра < 20 Мэв, было найдено значение коэффициента асимметрии A_0 в графите для всего интегрального спектра, которое для использованного нами пучка оказалось равным $0,233 \pm 0,007$.

4. С большой достоверностью можно утверждать, что использованный нами μ -мезонный пучок не полностью поляризован: степень его поляризации $P = 0,81 \pm 0,11$.

5. Пучки μ^+ -мезонов, полученных с внутренних мишеней синхротронов, имеют примерно одинаковую степень поляризации независимо от энергии ускоренных протонов.

Л и т е р а т у р а

1. T.D. Lee, C.N. Yang, Phys. Rev. 104, 254 (1956).
2. Л.Л.Ландау, ЖЭТФ, 32, 407, (1957).
T.D. Lee, C.N. Yang, Phys. Rev. 105, 1671 (1957).
A. Salam, Nuovo Cimento 2, 299 (1957).
3. T. Kinoshita, A. Sirlin, Phys. Rev. 107, 593 (1957).
4. R.L. Garwin, L.M. Lederman, M. Weinrich, Phys. Rev. 105, 1415 (1957).
5. E.P. Hincks, B. Pontecorvo, Phys. Rev. 75, 698 (1949).
6. D. Berley, T. Coffin, R.L. Garwin, L.M. Lederman, M. Weinrich, Phys. Rev. 106, 835 (1957).
7. А.О.Вайсенберг, В.А.Смирнитский, ЖЭТФ, 32, 1340 (1957)
ЖЭТФ, 33, 621 (1957).
8. I.A. Pless, A.E. Brenner, R.W. Williams et al., Phys. Rev. 108, 159 (1957).
9. S. Lokanathan, J. Steinberger, Suppl. v. II, serie X, Nuovo Cim. 151, (1955).
10. D.H. Wilkinson, Nuovo Cim. 6, 516 (1957).
11. J.M. Cassels, T.W. O'Keeffe, M. Rigby, A.M. Wetherell, J.R. Wormald, Proc. Phys. Soc. 70A, 54 (1957).
12. S.C. Wright et al. Proc. Rochester Conf. (April 15-19 1957).
13. R. Feinmann, M. Gell-Mann (in print).

* * *

Подписи к рисункам

Рис. 1. Экспериментальная установка.

Be - бериллиевый фильтр.

C - графитовая мишень

I, 2, 3, 4, 5, 6, 7 - сцинтилляционные счетчики.

Рис. 2. Блок-схема электронной аппаратуры.

РУ - усилители с распределенными параметрами, соединенные с выходами фотоумножителей I, 2, 3, 4, 5, 6, 7.

I, II, III - схемы совпадений ($\tau = 1,5 \cdot 10^{-8}$ сек)

АС - схема антисовпадений (I, 2) - 3;

КП - катодный повторитель.

ПЛЗ - переменная линия задержки

T_I, T₂, T₃ - отпирающие триггеры "ворот".

ЛД - дифференцирующие ячейки для запуска последующего триггера.

ПК_I, ПК₂, ПК₃ - пропускающие каскады "ворот".

Рис. 3. Кривая поглощения электронов от распада неполяризованных μ -мезонов.

Сплошная кривая представляет собой рассчитанную зависимость интенсивности электронов от толщины полиэтиленового фильтра R.

o - экспериментальные точки.

За единицу принят счет телескопа без дополнительных фильтров (порог регистрации телескопа равен 9,7 г/см²)

Рис. 4. Зависимость коэффициента асимметрии α от энергии электронов.

Сплошная кривая $\alpha(R)$, с которой нужно сравнивать экспериментальные точки, рассчитана с учетом эффективности регистрации электронов в экспериментальной установке (при полной толщине фильтра R).

Пунктирная кривая $\alpha(\varepsilon)$ рассчитана в предположении отсутствия всяких искажений спектра.

$\bar{\alpha}$ - экспериментальные значения коэффициента α .

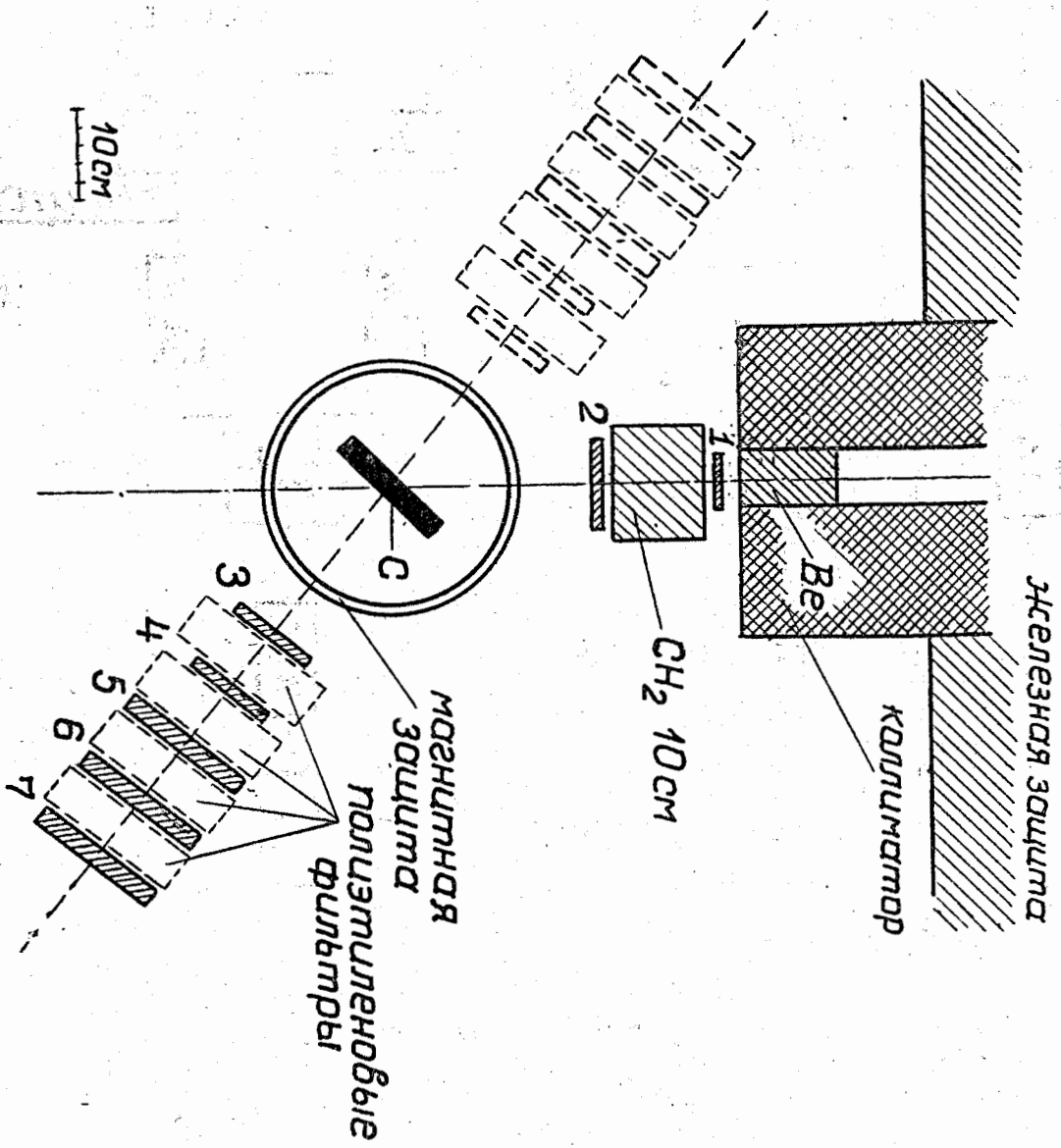


Рис. 1

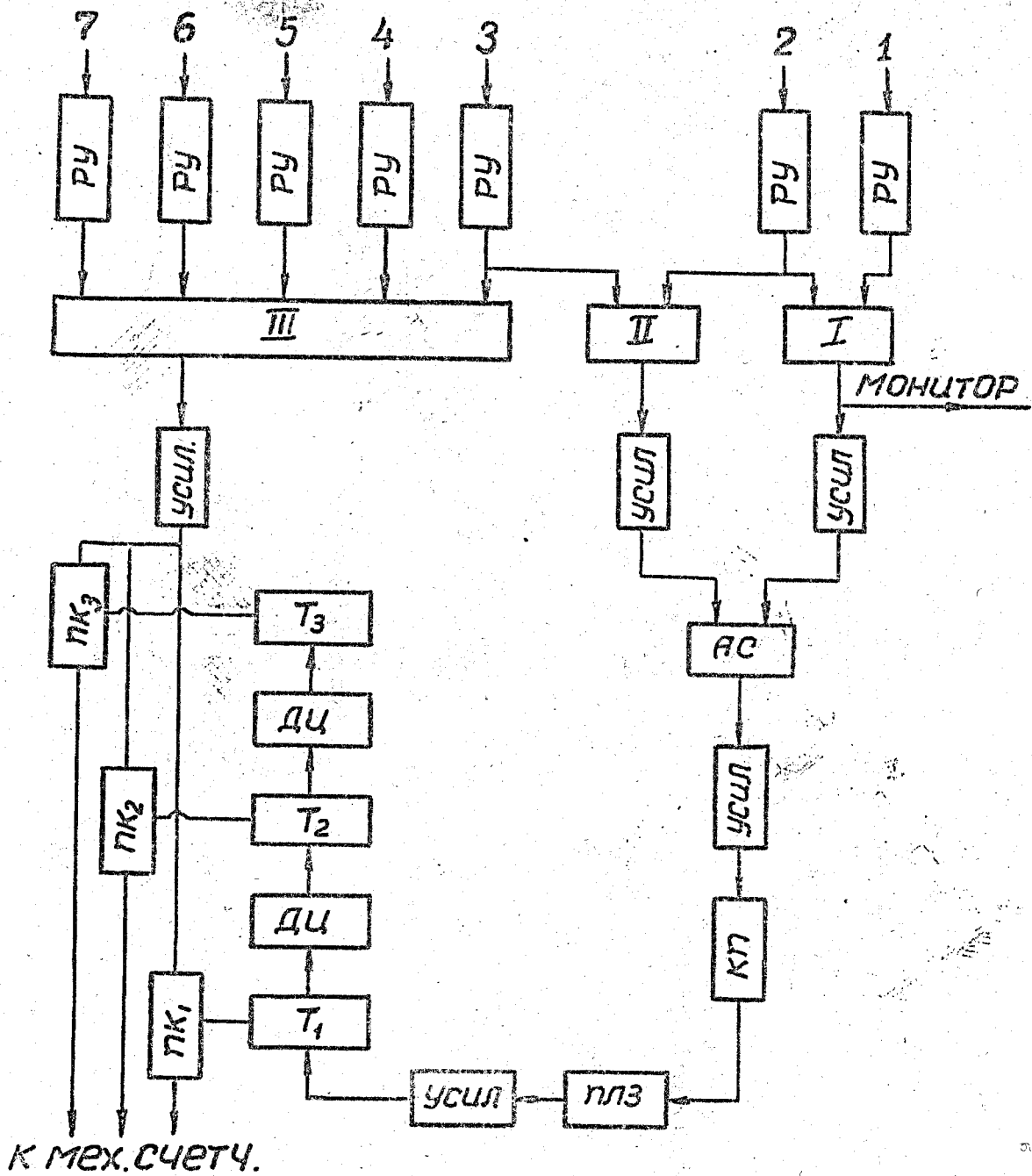


Рис. 2

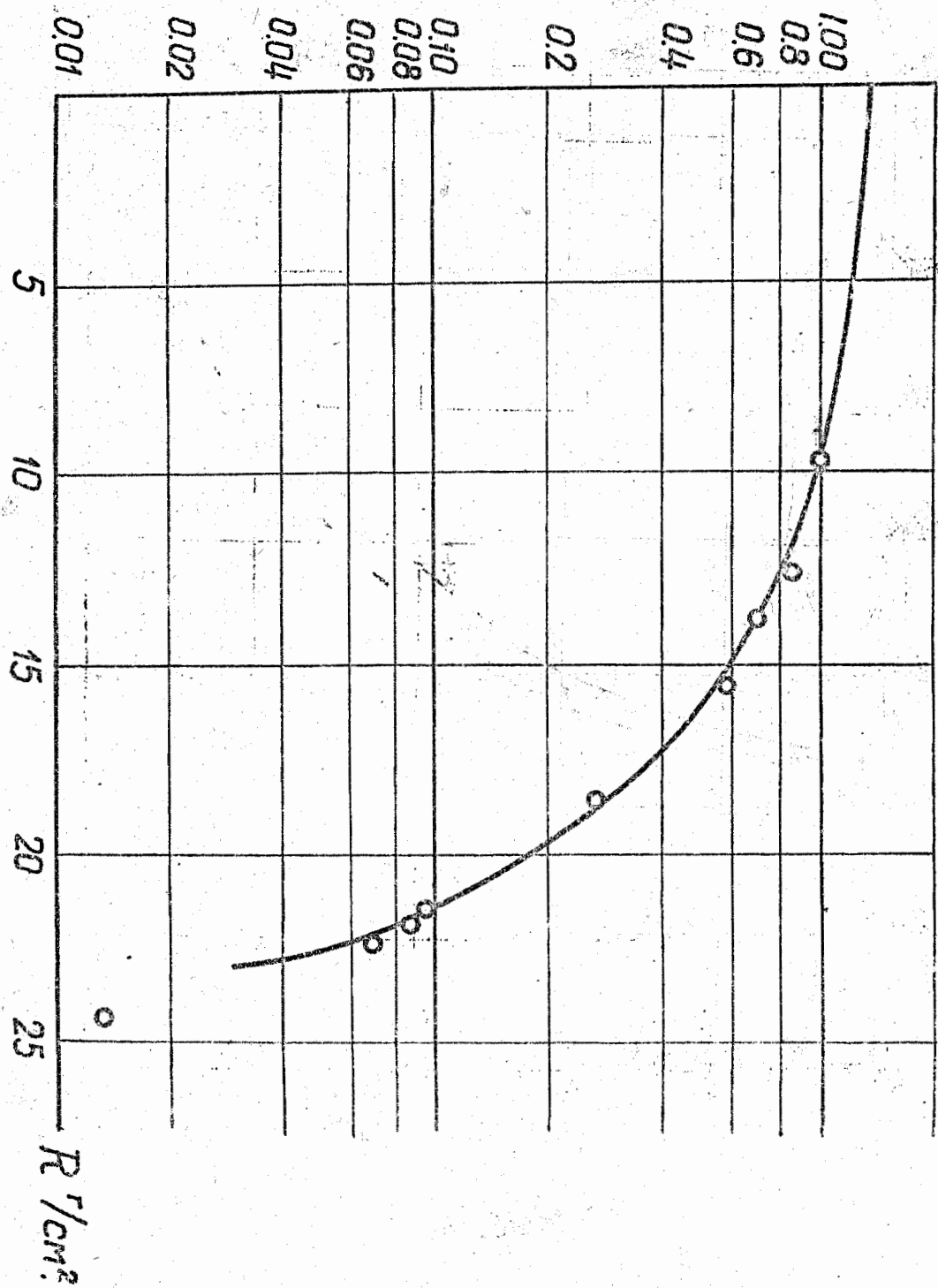


Рис. 3

R г/см²

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

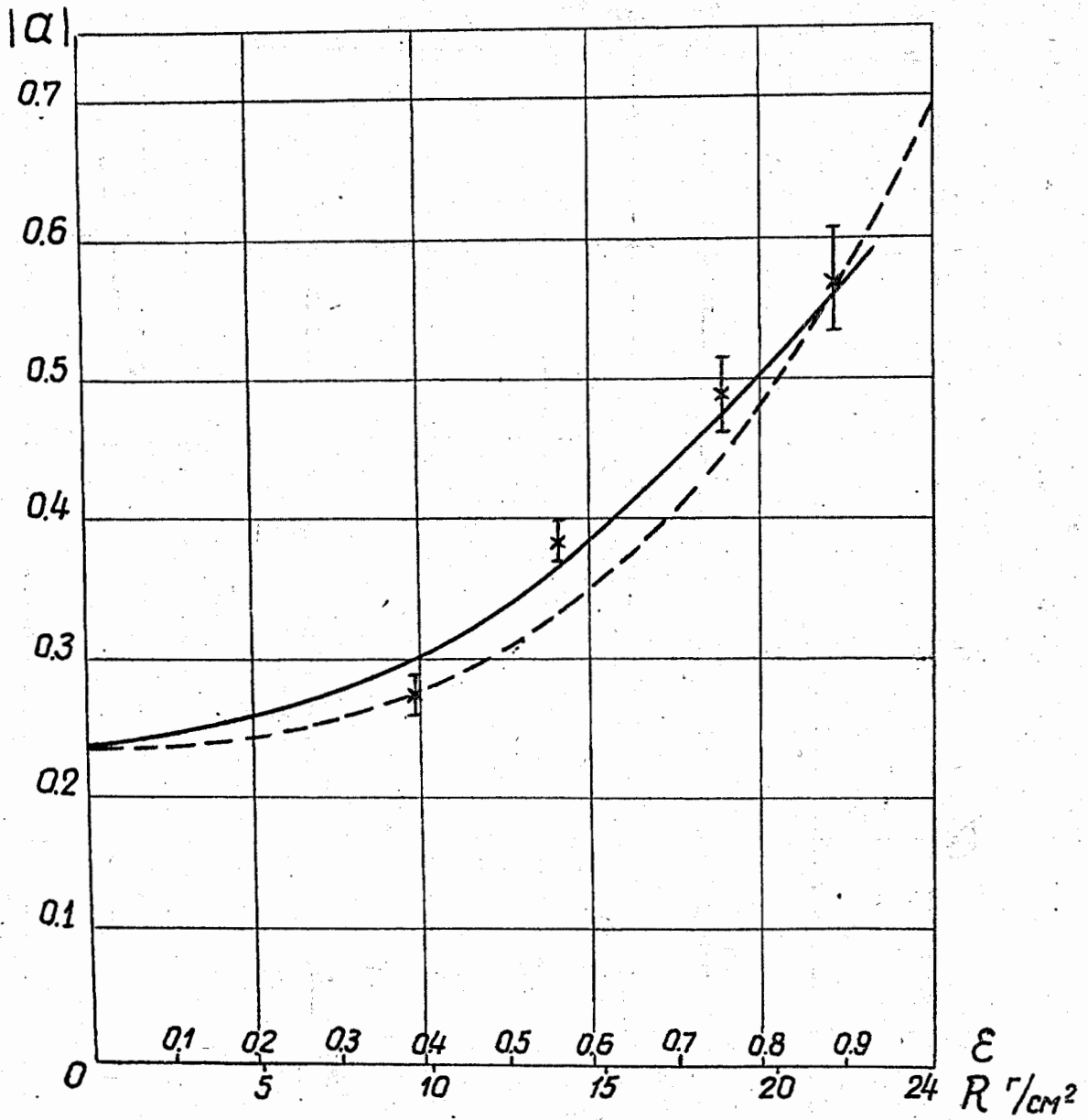


Рис. 4